



TITLE:

InSbの磁気抵抗(計算機による固体相転移の研究,科研費研究会報告)

AUTHOR(S):

星野, 公三; 伊沢, 義雅; 福山, 秀敏

CITATION:

星野, 公三 ...[et al]. InSbの磁気抵抗(計算機による固体相転移の研究,科研費研究会報告). 物性研究 1982, 37(6): 81-87

ISSUE DATE:

1982-03-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/90500>

RIGHT:

InSb の磁気抵抗

新潟大 工 星野公三
東北大通研 伊沢義雅
東大物性研 福山秀敏

1. 序

最近の Anderson 局在に関する活発な研究は, 1979 年に発表された通称 4 人組⁽¹⁾の スケーリング理論に端を発している。一方, 同年に Gor'kov 等⁽²⁾によって Langer と Neal の論文⁽³⁾が 4 人組の理論との関連で再発見され, いわゆる弱局在領域を扱う擾動論的アプローチが提案された。その後, 多くの理論的および実験的研究が, 特に, 2 次元不規則系 (Si-MOS , Cu metallic film など) についてなされている。一方, 3 次元不規則系に関する研究はまだそれほど多くはなされていないが⁽⁴⁾, 最近, 不純物半導体 ($n\text{-InSb}$ ⁽⁵⁾, Si:P ⁽⁶⁾) で興味ある実験結果が報告され, 理論的にも関心が持たれている。InSb は, 非常に小さな有効質量 ($m^* = 0.014 m_0$; m_0 自由電子の質量), 非常に大きな有効 g -因子 ($g^* = -51.3$) およびひとつの谷によって特徴づけられ, Si:P や Ge:Sb において見られる多谷効果や有効質量の異方性などによる複雑さがないので, 理論の検証に適していると思われる。

ここでは, 最近, 森田等⁽⁵⁾により詳しく研究された $n\text{-InSb}$ の磁気抵抗の温度, 磁場および carrier 濃度依存性が, 局在効果と Coulomb 相互作用の効果も考慮した我々の理論⁽⁷⁾で如何に説明されるか, について述べる。

2. 実験事実

森田等⁽⁵⁾は低温領域 ($20\text{mK} < T < 1\text{K}$) において, 抵抗の温度依存性と磁場依存性と種々の試料について測定した。金属的

伝導を示す試料の carrier 濃度は $1.2 \sim 9.3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ である。

まず、抵抗の温度依存性について見てみよう。図1と図2に、磁場が0と100 Oe の時の抵抗を温度の関数として示す。

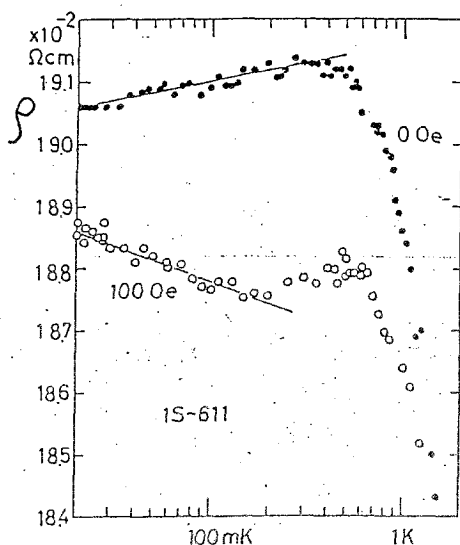


図1

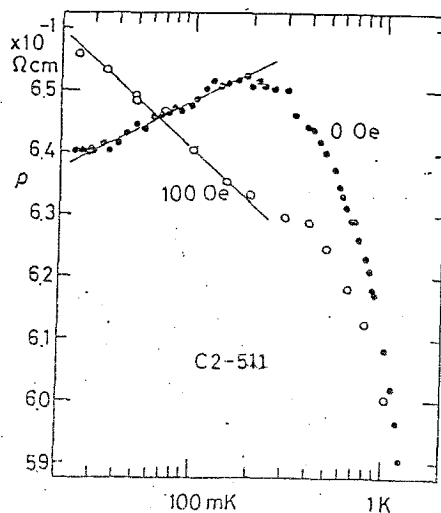


図2

図1は carrier 濃度が高い試料 ($n = 6.3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) であり、図2は低い試料 ($n = 1.6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) である。特徴的なことは、carrier 濃度が高い時には、磁気抵抗はいつも負であり、その絶対値が温度の上昇とともに増加するのに対して、carrier 濃度が低い時には、低温では正の磁気抵抗を示していたものが、温度を上げると負になるということである。

carrier 濃度が低い場合には、磁気抵抗の磁場依存性にも非常に興味ある振舞いが見られる。図3に示すように、磁気抵抗が低い磁場領域で正になっている場合でさえ、磁場が弱い時には負の磁気抵抗が見られる。

次節でこれらの実験事実を理論的に説明する。

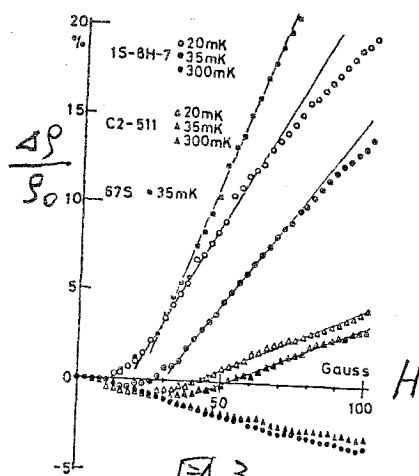


図3

3. 理論

川畑⁽⁴⁾は、弱局在領域における擾動論⁽²⁾を三次不規則系に適用し、局在効果が負の磁気抵抗を与えることを示した。一方、前節で述べた $n\text{-InSb}$ の磁気抵抗は正にも負にもなるので、局在効果だけでは説明できず、磁気抵抗に正の寄与を与える機構を考慮する必要がある。

ひとつの可能性として、スピン・軌道相互作用が考えられる。氷上等⁽⁸⁾により示されたように、スピン・軌道相互作用は正の磁気抵抗を与えるので、局在効果による負の寄与との競争により正にも負にもなり得る。前川と福山⁽⁹⁾は更に Zeeman スピン分離まで考慮することにより、Cu metallic film の磁気抵抗の振舞いを説明することに成功している。福山と星野⁽¹⁰⁾は同様の理論を $n\text{-InSb}$ に適用し、低温で正、高温で負の磁気抵抗を得た。これは carrier 濃度が低い場合の実験結果と傾向が定性的に合うが、弱磁場で負の磁気抵抗が出ないことや、carrier 濃度依存性を説明することが難しいことなどの問題点がある。

もうひとつの可能性として、Coulomb 相互作用の効果が考えられる。Coulomb 相互作用による磁気抵抗への寄与は、福山、Altshuler 等⁽¹²⁾ および Lee と Ramakrishnan⁽¹³⁾ によって計算されている。これらのうち、最初の二つは軌道効果のみ、3番目は Zeeman 効果のみを考えている。我々は以下で、福山の理論⁽¹¹⁾を $n\text{-InSb}$ に適用する。軌道効果だけを考える理由は次のようである。今、軌道効果と Zeeman 効果を特徴づける磁場を考えると、それらは次の式で与えられる。

$$H_{\text{orb}} = 4D\ell^{-2}/T = \frac{8}{3}\varepsilon_F \tau \omega_c / T$$

$$H_{\text{Zeeman}} = |g^*| \mu_B H / T$$

ここで、 ω_c はサイクロトロン振動数である。

これらの比は $n\text{-InSb}$ に対して

$$\begin{aligned} H_{orb} / H_{Zeeman} &= \frac{8}{3} \varepsilon_F \tau \omega_c / |g^*| \mu_B H \\ &= 7.5 \varepsilon_F \tau \end{aligned}$$

となり、擾動論が適用できるのは $\varepsilon_F \tau \gg 1$ (少なくとも $\varepsilon_F \tau > 1$) の時であるから、この比は、1 に比べて十分大きい。従って、軌道効果が Zeeman 効果に比べて大まかに寄与する。

軌道効果のみ考慮すると Coulomb 相互作用による磁気抵抗への寄与は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} & -\Delta \sigma_{coul}(H, T) / \left(\sigma_0 \frac{3\sqrt{3}}{8} \frac{1}{\varepsilon_F^2 \tau^2} \right) \\ & \equiv -\Delta \tilde{\sigma}_{coul}(H, T) \\ & = (F/2) \mathcal{G}_{orb}(H, T) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 $F(>0)$ は Altshuler 等⁽¹⁴⁾ により導入された量で screened Coulomb 相互作用の強さを表す。局在効果による磁気抵抗への寄与を合わせると磁気抵抗は次のようになる。

$$\Delta \rho(H, T) = -(\Delta \tilde{\sigma}_{loc}(H, T) + \Delta \tilde{\sigma}_{coul}(H, T)) \quad (2)$$

ここで、 $-\Delta \tilde{\sigma}_{loc}(H, T)$ は局在効果による磁気抵抗への寄与であり、川畑⁽⁴⁾ により最初に得られた。(2) から明らかなように、局在効果の寄与 (<0) と Coulomb 相互作用の効果による寄与 (>0) との競争で $\Delta \rho$ の符号が決まる。

(1) の表式にある F という量は、carrier 濃度が高くなると screening 効果が強くなるため、小さくなる。従って、 F は carrier 濃度の増加とともに単調に減少するので、 F を通して $\Delta \tilde{\sigma}_{coul}$ の carrier 濃度依存性がある。

図3に $\varphi_{orb}(H)$ を
磁場の関数としていくつか
の温度 ($2\pi T\tau = 0.1, 0.2$
および 0.5) について示す。
比較のために $\Delta\tilde{\sigma}_{loc}(H, T)$
も示してある。(1)から、
 $\varphi_{orb}(H)$ に $(F/2)$ をかけ
たものが $-\Delta\tilde{\sigma}_{cond}(H, T)$
であり、図3の $\varphi_{orb}(H)$
に $(F/2)$ をかけたものと、
 $-\Delta\tilde{\sigma}_{loc}(H, T)$ との競争で $\Delta\rho$ の
符号が決まる。

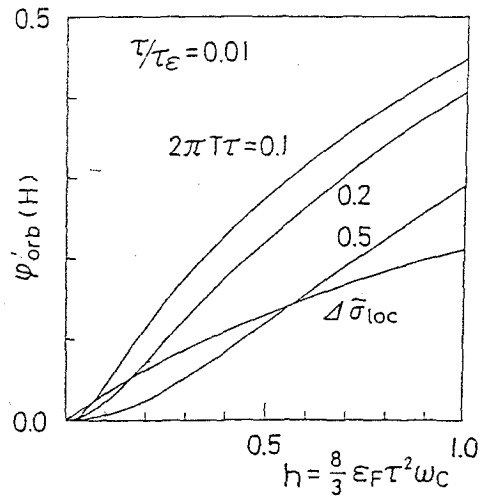


図4

図5と図6に、(2)で述べられる磁気抵抗の磁場依存性
を $F=0.85$ と $F=1.0$ の場合について示す。

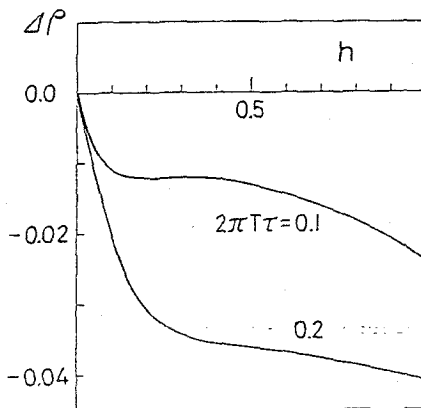


図5 ($F=0.85$)

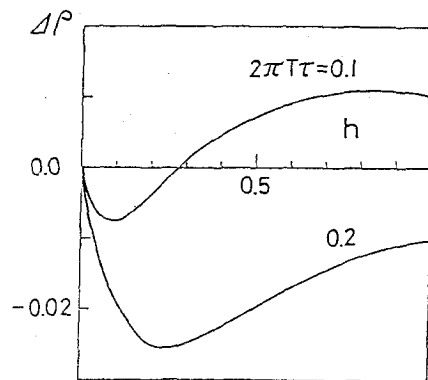


図6 ($F=1.0$)

$F=0.85$ の時 (carrier 濃度が高い時) は、磁気抵抗は
いつも負であり、その絶対値は温度とともに増加している。
このことは図1に示した実験結果と定性的に合っている。
一方、 $F=1.0$ の時 (carrier 濃度が低い時)、磁気

抵抗は低温では弱磁場で負、磁場を強くすると正になり、温度を上げるといつも負になる。この傾向は、図2及び図3に示した実験結果と定性的に一致している。

4. 結 び

前節で述べたように、 n -InSbの磁気抵抗 \propto 温度、磁場およびcarrier濃度依存性は、局在効果とCoulomb相互作用を考慮した理論により定性的に説明できる。

低温領域においては、3次元不規則系でも局在効果や多体効果が顔を出す、というひとつの好例である。

References

- (1) E.Abrahams, P.W.Anderson, D.C.Licciardello and T.V.Ramakrishnan: Phys. Rev. Lett. 42 673 (1979)
- (2) L.P.Gor'kov, A.I.Larkin and D.E.Khmelnitskii: JETP Lett. 30 248 (1979)
- (3) J.S.Langer and T.Neal: Phys. Rev. Lett. 16 984 (1966)
- (4) A.Kawabata: Solid State Commun. 34 431 (1980); J.Phys.Soc.Jpn. 49 628 (1980)
- (5) S.Morita, T.Fukase, Y.Isawa, S.Ishida, Y.Takeuti and N.Mikoshiba: Proc. 15th Int. Conf. Physics of Semiconductors, Kyoto, 1980, J. Phys. Soc. Jpn. 49 Suppl.A, 379 (1980); Proc. 16th Int. Conf. Low Temperature Physics, Los Angeles, 1981, Physica 107B 421 (1981); S.Morita: private communication
- (6) T.F.Rosenbaum, K.Andres, G.A.Thomas and P.A.Lee: Phys. Rev. Lett. 46 568 (1980)

- (7) K.Hoshino: Proc. Taniguchi Symposium on Anderson Localization
(to be published); Y.Isawa, K.Hoshino and H.Fukuyama: in
preparation
- (8) S.Hikami, A.I.Larkin and Y.Nagaoka: Prog. Theor. Phys. 63 707
(1980)
- (9) S.Maekawa, and H.Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn. 50 8 (1981)
- (10) H.Fukuyama and K.Hoshino: J. Phys. Soc. Jpn. 50 2131 (1981)
- (11) H.Fukuyama: J.Phys.Soc.Jpn. 50 3407 (1981)
- (12) B.L.Altshuler, A.G.Aronov, D.E.Khmelnitskii and A.I.Larkin:
preprint
- (13) P.A.Lee and T.V.Ramakrishnan: preprint
- (14) B.L.Altshuler, A.G.Aronov and P.A.Lee: Phys. Rev. Lett. 44
1288 (1980)